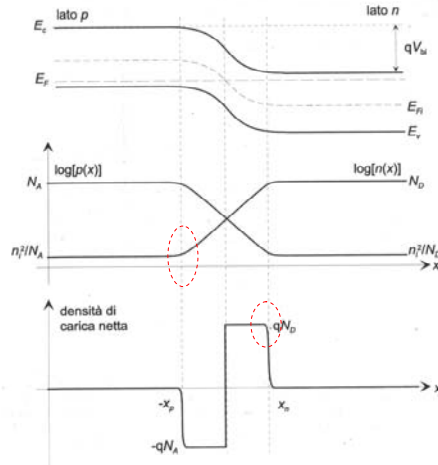


La giunzione PN: caratteristiche statiche

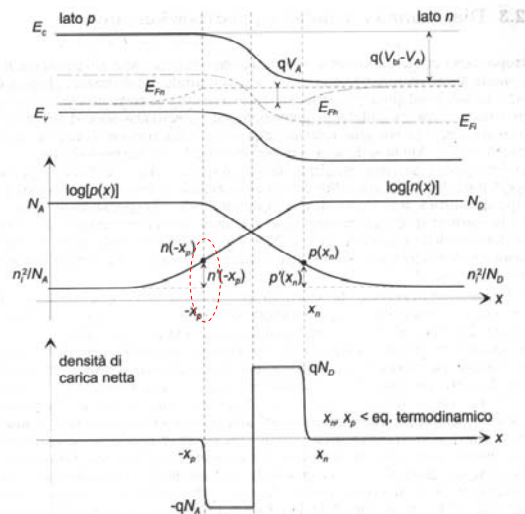
- Diagramma a bande di una giunzione PN in **equilibrio**
- concentrazione di elettroni e lacune
- carica totale.
- Si noti la piccola iniezione di portatori rispetto al drogaggio.
- La concentrazione delle cariche rispetta la legge dell'azione di massa:



$$n_0(-x_p) = n_i^2/N_A; \quad p_0(x_n) = n_i^2/N_D; \quad p_0(-x_p) = N_A; \quad n_0(x_n) = N_D$$

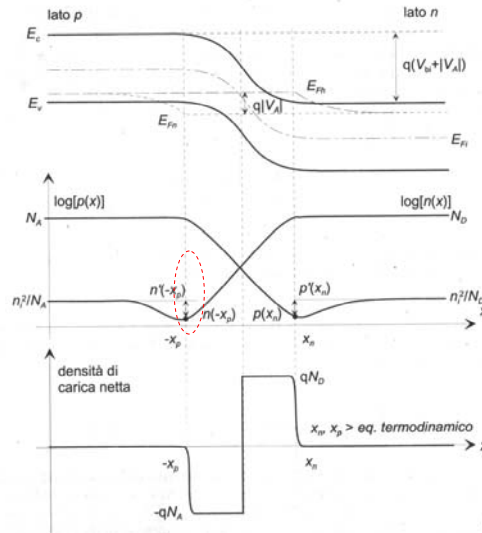
La giunzione PN: caratteristiche statiche

- Diagramma a bande di una giunzione PN in condizioni di **polarizzazione diretta**,
- concentrazione di elettroni e lacune
- carica totale.
- Si noti che la regione di carica spaziale è più **stretta** e che ci sono maggiori portatori minoritari iniettati.
- La barriera si **riduce** di qV_A
- Nascono i quasi-livelli di Fermi



La giunzione PN: caratteristiche statiche

- Diagramma a bande di una giunzione PN in condizioni di **polarizzazione inversa**,
- concentrazione di elettroni e lacune
- carica totale.
- Si noti che la regione di carica spaziale è più **larga** e che ci sono maggiori portatori minoritari iniettati.
- La barriera **aumenta** di qV_A
- Nascono i quasi-livelli di Fermi



La giunzione PN: caratteristiche statiche – teoria di Shockley

Ipotesi di studio:

- Gli effetti di Generazione e Ricombinazione nella regione svuotata si compensano
- Esternamente alla regione di carica spaziale si ha una regione quasi neutra con campo elettrico trascurabile → tutto il potenziale applicato si trova sulla regione svuotata

Dalle equazioni di Shockley si ha :

$$n_0(x) = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_{Fi}(x)}{k_B T}\right) \quad p_0(x) = n_i \exp\left(\frac{E_{Fi}(x) - E_F}{k_B T}\right)$$

Lontano dalla giunzione si ha: $qV_{bi} = E_{Fi}(-\infty) - E_{Fi}(+\infty)$, quindi:

$$V_{bi} = \frac{k_B T}{q} \log\left(\frac{N_D N_A}{n_i^2}\right) \quad \text{potenziale di built-in}$$

La giunzione PN: caratteristiche statiche – teoria di Shockley

Tenendo presente che la densità di corrente è costante in tutte le sezioni del diodo, e che ci sono quattro componenti :

$$J = J_{n,t} + J_{n,d} + J_{h,t} + J_{h,d}$$

Tenendo presente che:

- la corrente di trascinamento dei portatori minoritari è trascurabile
- l'ipotesi di $G+R=0$

Sulla base di queste ipotesi si può scrivere che:

$$J_n(x \leq -x_p) = J_{n,d}$$

$$J_n(x_n) = J_n(-x_p)$$

$$J_h(x \geq x_n) = J_{h,d}$$

$$J_h(x_n) = J_h(-x_p)$$

Le correnti minoritarie
sono solo diffusive

Le correnti si conservano
attraverso la regione
svuotata

La giunzione PN: caratteristiche statiche – teoria di Shockley

Si ha dunque che la corrente totale è esprimibile per mezzo dei soli componenti minoritari e quindi diffusivi:

$$J \equiv J(x_n) = J_n(x_n) + J_h(x_n) = J_n(-x_p) + J_h(x_n) = J_{n,d}(-x_p) + J_{h,d}(x_n)$$

Valutando dunque le componenti diffusive ai limiti della regione di svuotamento:

$$J \equiv J_{n,d}(-x_p) + J_{h,d}(x_n) = qD_n \left. \frac{dn'}{dx} \right|_{-x_p} - qD_h \left. \frac{dp'}{dx} \right|_{x_n}$$

Riprendendo le eq. di Shockley si trova una relazione simile alla legge dell'azione di massa ma applicabile alla condizione fuori equilibrio:

$$p(-x_p)n(-x_p) = n_i^2 \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fh}}{k_B T}\right) = n_i^2 \exp\left(\frac{V_A}{V_T}\right)$$

$$p(x_n)n(x_n) = n_i^2 \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fh}}{k_B T}\right) = n_i^2 \exp\left(\frac{V_A}{V_T}\right)$$

La giunzione PN: caratteristiche statiche – teoria di Shockley

Nell'ipotesi di piccole iniezioni:

$$n(-x_p) = \frac{n_i^2}{N_A} \exp\left(\frac{V_A}{V_T}\right)$$

$$p(x_n) = \frac{n_i^2}{N_D} \exp\left(\frac{V_A}{V_T}\right)$$

Da cui si calcola solo l'eccesso rispetto alla condizione di equilibrio:

$$n'(-x_p) = \frac{n_i^2}{N_A} \left[\exp\left(\frac{V_A}{V_T}\right) - 1 \right]$$

$$p'(x_n) = \frac{n_i^2}{N_D} \left[\exp\left(\frac{V_A}{V_T}\right) - 1 \right]$$

Riprendendo uno dei risultati trovati per mezzo dell'equazione di continuità, cioè la legge di diffusione delle cariche minoritarie →

La giunzione PN: caratteristiche statiche – teoria di Shockley

$$n'(x) = n'(-x_p) \exp\left(\frac{x + x_p}{L_{hn}}\right)$$

$$p'(x) = p'(x_n) \exp\left(\frac{-x + x_n}{L_{np}}\right)$$

Si giunge finalmente al calcolo della corrente:

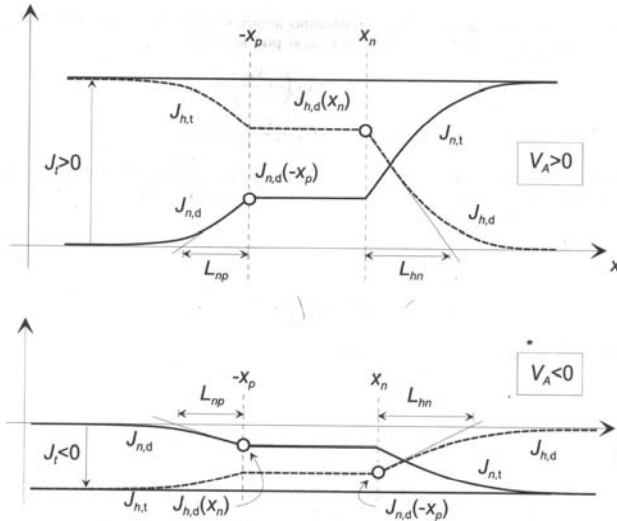
$$J = qD_n \left. \frac{dn'}{dx} \right|_{-x_p} - qD_h \left. \frac{dp'}{dx} \right|_{x_n} = \frac{qD_n n'(-x_p)}{L_{np}} + \frac{qD_h p'(x_n)}{L_{pn}}$$

ossia:

$$J = qn_i^2 \left[\frac{D_n}{N_A L_{np}} + \frac{D_h}{N_D L_{pn}} \right] \left[\exp\left(\frac{V_A}{V_T}\right) - 1 \right]$$

La giunzione PN: caratteristiche statiche – teoria di Shockley

Comportamento delle correnti di deriva e diffusione all'interno di un diodo in polarizzazione diretta ed inversa



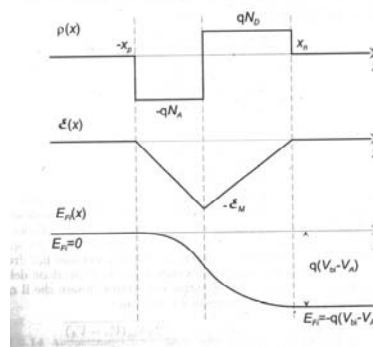
NB: la neutralità della carica richiede che vi sia una **diffusione di portatori maggioritari**

La giunzione PN: elettrostatica

Si analizza adesso come la regione di carica spaziale è legata al potenziale applicato.

Assumiamo che il livello di Fermi intrinseco sia il riferimento energetico della struttura, allora: $\frac{d^2 E_{Fi}}{dx^2} = \frac{q\rho}{\epsilon}$

Il profilo di carica sia brusco come quello in figura:



La giunzione PN: elettrostatica

Si può dunque scrivere l' eq. di Poisson

$$\frac{d^2 E_{Fi}}{dx^2} = \begin{cases} 0 \\ -\frac{q^2 N_A}{\varepsilon} \\ \frac{q^2 N_A}{\varepsilon} \\ 0 \end{cases}$$

integrando la precedente:

$$\frac{dE_{Fi}}{dx} = \begin{cases} 0 \\ -\frac{q^2 N_A}{\varepsilon} x + A \\ \frac{q^2 N_A}{\varepsilon} x + B \\ 0 \end{cases}$$

La giunzione PN: elettrostatica

Ma il campo deve essere continuo e quindi alle estremità della regione svuotata deve essere nullo, da queste si calcola A e B

$$\frac{dE_{Fi}}{dx} = \begin{cases} 0 \\ -\frac{q^2 N_A}{\varepsilon} (x + x_p) \\ \frac{q^2 N_A}{\varepsilon} (x - x_n) \\ 0 \end{cases}$$

Integrando una seconda volta:

$$E_{Fi} = \begin{cases} A \\ -\frac{q^2 N_A}{2\varepsilon} (x + x_p)^2 + B \\ \frac{q^2 N_A}{2\varepsilon} (x - x_n)^2 + C \\ D \end{cases}$$

La giunzione PN: elettrostatica

Supponiamo che di volere assumere come riferimento il lato sinistro della struttura, dobbiamo dunque imporre che:

$$E_{Fi} = \begin{cases} 0 & x < -x_p \\ -q(V_{bi} - V_A) & x > x_n \end{cases}$$

Dalla prima condizione si ha $A=0$, per continuità in $x=-x_p$ anche $B=0$, mentre in $x=0$ si ha:

$$-\frac{q^2 N_A}{2\varepsilon} x_p^2 = \frac{q^2 N_A}{2\varepsilon} x_n^2 + C$$

Imponendo anche la condizione in $x=x_n$ si ha:

$$C = -\frac{q^2 N_A}{2\varepsilon} x_n^2 - \frac{q^2 N_A}{2\varepsilon} x_p^2 = -q(V_{bi} - V_A)$$

$$x_n N_D = x_p N_A$$

La giunzione PN: elettrostatica

Notando che la struttura è neutra e pertanto vale la : $x_n N_D = x_p N_A$

Si arriva a scrivere che

$$x_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon N_{eq} (V_{bi} - V_A)}{q N_D^2}} \quad \frac{1}{N_{eq}} = \frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A}$$

Possiamo scrivere la carica immagazzinata come:

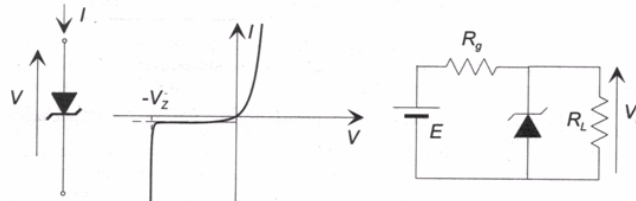
$$Q_j = q A x_n N_D = |q A x_p N_A| = A \sqrt{2q\varepsilon N_{eq} (V_{bi} - V_A)}$$

Ed infine la capacità:

$$C_j = \frac{dQ_j}{dV_A} = A \sqrt{\frac{q\varepsilon N_{eq}}{2(V_{bi} - V_A)}}$$

La giunzione PN in polarizzazione inversa elevata

La trattazione sin qui esposta non tiene conto di fenomeni che intervengono in condizioni di forte polarizzazione inversa, al quale il diodo subisce il fenomeno del breakdown :



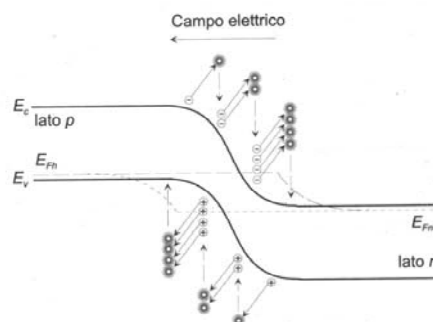
I fenomeni in questione sono essenzialmente 3:

1. Moltiplicazione a valanga
2. Rottura per effetto tunnel, detto di Zener
3. Rottura per perforazione diretta: carica spaziale che raggiunge i contatti ohmici

La giunzione PN in polarizzazione inversa elevata

Nel caso della moltiplicazione a valanga

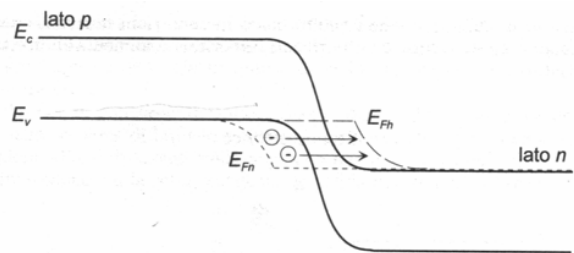
- In caso di alti campi, i portatori acquisiscono alta energia e provocano la generazione di coppie elettrone-lacuna
- Questi ultimi a loro volta sono accelerati causano ionizzazione per impatto e quindi un processo moltiplicativo



La giunzione PN in polarizzazione inversa elevata

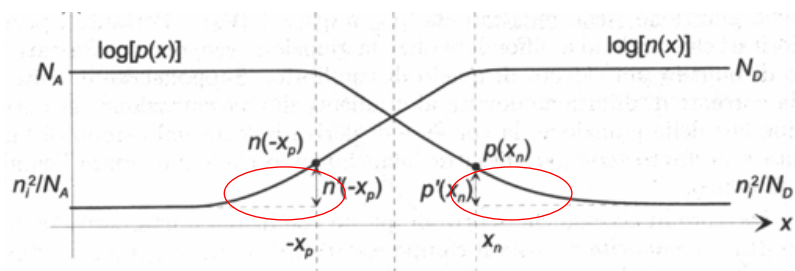
Nel caso della rottura per effetto tunnel (o Zener)

- si tratta di giunzioni molto drogate in cui la regione svuotata è sottile, tale da ammettere perforazione per effetto tunnel.
- Si ha il passaggio degli elettroni in banda di valenza alla banda di conduzione attraverso la banda proibita.
- La corrente aumenta all'aumentare della tensione inversa a causa dell'aumento di stati affacciati



La giunzione PN: comportamento dinamico

La presenza di portatori minoritari in eccesso all'esterno della carica spaziale, dà luogo ad un effetto capacitivo



La presenza di portatori minoritari in eccesso all'esterno della carica spaziale, dà luogo ad un effetto capacitivo.

La giunzione PN: comportamento dinamico

La carica nelle due regioni ‘neutre’ è:

$$Q'_n = qA \int_{x_n}^{\infty} p'(x_n) \exp\left[-(x - x_n)/L_{hn}\right] dx = qA p'(x_n) L_{hn}$$

$$Q'_p = -qA \int_{-\infty}^{x_p} n'(-x_p) \exp\left[(x + x_p)/L_{np}\right] dx = -qA n'(-x_p) L_{np}$$

Inserendo la dipendenza della carica in eccesso dalla tensione di polarizzazione:

$$Q'_n = qA \frac{n_i^2}{N_D} L_{hn} \left(e^{V_A/V_T} - 1 \right)$$

$$Q'_p = -qA \frac{n_i^2}{N_A} L_{nh} \left(e^{V_A/V_T} - 1 \right)$$

La giunzione PN: comportamento dinamico

Infine le capacità differenziali sono:

$$C_{Dn} = \left| \frac{dQ'_n}{dV_A} \right| = \frac{qA}{V_T} \frac{n_i^2}{N_D} L_{hn} e^{V_A/V_T}$$

$$C_{Dp} = \left| \frac{dQ'_p}{dV_A} \right| = \frac{qA}{V_T} \frac{n_i^2}{N_A} L_{np} e^{V_A/V_T}$$

Si definisce quindi Capacità di Diffusione la somma delle due capacità differenziali:

$$C_D = C_{Dn} + C_{Dp}$$

La giunzione PN: comportamento dinamico

Esiste infine una semplice relazione tra corrente di diffusione e la carica accumulata:

$$AJ_{n,d} = A \frac{qD_n n'(-x_p)}{L_{np}} = A \frac{qL_{np} n'(-x_p)}{\tau_n} = -\frac{Q'_p}{\tau_n}$$

Dove si è sfruttata la relazione: $\sqrt{D_n \tau_n} = L_{np}$

Analogamente per la carica lato N. Valutando infine la conduttanza differenziale, nell'ipotesi che $n \gg p$:

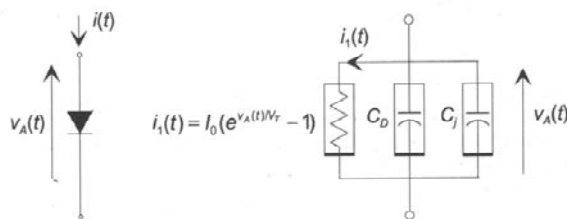
$$G_d = \frac{dI}{dV} = \frac{qA}{V_T} \frac{n_i^2}{N_A L_{np}} e^{V_A/V_T}$$

Si giunge alla :

$$C_D = \tau_n G_d$$

La giunzione PN: circuito equivalente

Dall'analisi precedente siamo in grado di estrarre il modello equivalente a grande-segnale per il diodo

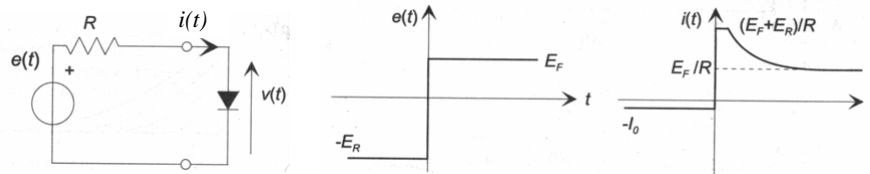


Il quale risponde alla espressione complessiva della corrente pari a:

$$i(t) = I_0 \left(e^{V_A(t)/V_T} - 1 \right) + [C_D (V_A(t)) + C_J (V_A(t))] \frac{dV_A}{dt}$$

La giunzione PN: comportamento dinamico

Transitorio di chiusura OFF → ON



A causa della capacità in parallelo al diodo, la tensione non può commutare istantaneamente. Pertanto si ha a $t=0+$ un overshoot:

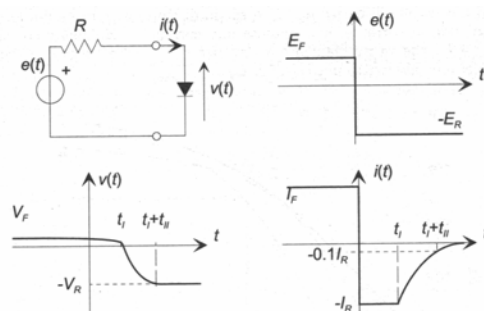
$$i_F(0^+) \approx (E_F + E_R)/R$$

A transitorio avvenuto:

$$i_F(0^+) \approx E_F/R$$

La giunzione PN: comportamento dinamico

Transitorio di apertura ON → OFF



Anche in questo caso la tensione ai capi del diodo non può commutare istantaneamente. Pertanto si ha a $t=0+$ una conduzione inversa:

$$i_F(0^+) \approx -E_R/R$$

La giunzione PN: comportamento dinamico

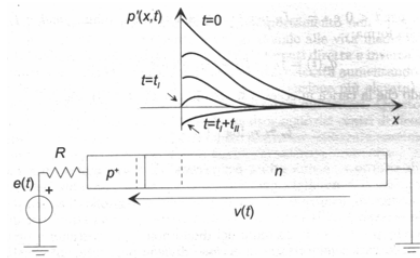
Transitorio di apertura ON → OFF

Durante la fase di conduzione inversa i portatori in eccesso esauriscono con un andamento come in fig.

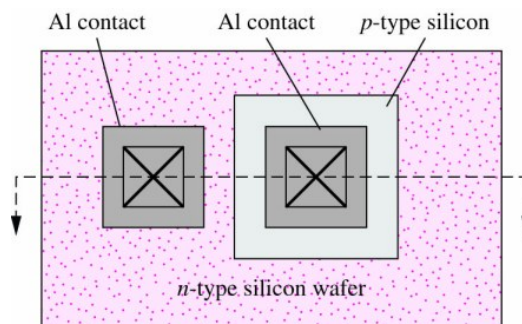
Sino a t_I la concentrazione in eccesso resta maggiore di zero e la corrente è inversa.

Nella fase compresa tra t_I e t_{I+II} si riduce sino a circa I_0 , una stima del tempo di recovery si dalla:

$$t_r \approx \tau_h \log \left(1 + \frac{I_F}{I_R} \right)$$

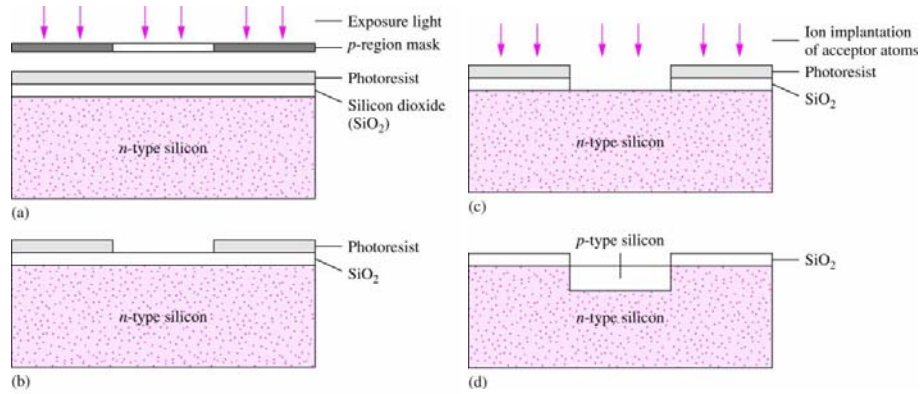


Integrated Circuit Fabrication Overview



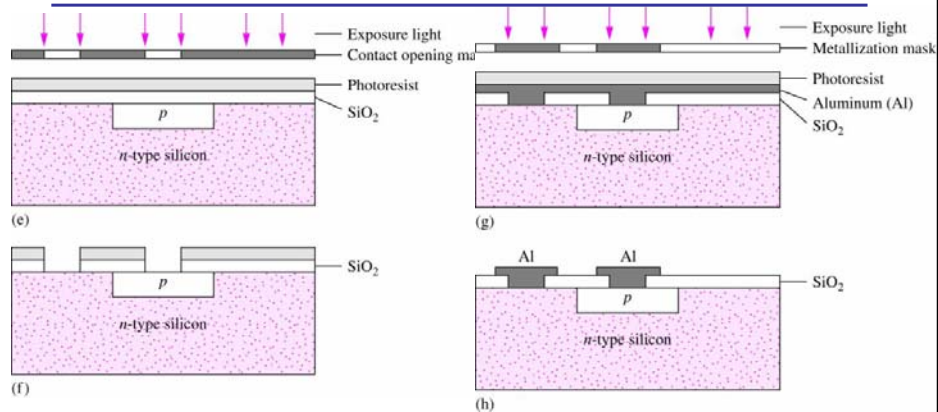
Top view of an integrated pn diode.

Integrated Circuit Fabrication (cont.)



(a) First mask exposure, (b) post-exposure and development of photoresist, (c) after SiO₂ etch, and (d) after implantation/diffusion of acceptor dopant.

Integrated Circuit Fabrication (cont.)



(e) Exposure of contact opening mask, (f) after resist development and etching of contact openings, (g) exposure of metal mask, and (h) After etching of aluminum and resist removal.